

超高周波用伝送線路に関する研究

著者	千葉 二郎
号	26
発行年	1959
URL	http://hdl.handle.net/10097/8762

氏 名	ちば じ ろう 千 葉 二 郎
授 与 学 位	工 学 博 士
学 位 授 与 年 月 日	昭 和 35 年 3 月 25 日
学位授与の根拠法規	学位規則第5条第1項
研究科，専攻の名称	東北大学大学院工学研究科 (博士課程)電気及通信工学専攻

学 位 論 文 題 目	超高周波用伝送線路に関する研究
-------------	-----------------

指 導 教 官	東北大学教授	永 井 健 三
論 文 審 査 委 員	東北大学教授	永 井 健 三
	東北大学教授	宇 田 新 太 郎
	東北大学教授	松 平 正 寿
	東北大学教授	真 野 国 夫
	東北大学助教授	佐 藤 利 三 郎

論文内容要旨

1. 緒 言

本論文は2編から出来ている。

第1編は高周波用螺線回路に関する研究である。螺線回路の特徴である高い特性インピーダンスと短い軸長とは、伝送回路、機器の素子として好都合であることはすでに知られているが、従来の研究は主として進行波管を対象として Sheath model 及び Tape model に就いて行われている。これらは、それぞれ、Sheath theory 及び Tape theory と呼ばれ、進行波管に対して良好な近似をあたえているが、前者は厚さのない仮想円筒を、後者は無限にうすい Tape helix を考えているので、実際にある太さの針金 (Wire) が誘電体の棒に巻かれ、遮蔽されて伝送機器、回路素子に利用される場合には、あまりにも条件が相違するため、使用することが出来ない。このような利用に関しては、電磁界の様子よりは伝送回路としてのインピーダンスと位相定数が最も重要な量である。第1編の研究は、この問題を研究したもので、実際に太さ有限の Wire で巻かれた Wire helix について合理的な近似の下に maxwell の方程式を解き、伝送回路としての諸定数を求めたものであり、これまでの Sheath 及び Tape theory に対して Wire theory と呼ばれるものと思われる。

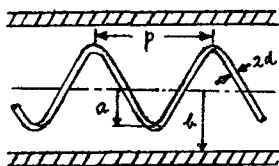
解析の結果は実用上便利な公式と、多くの図表とに整理されており、第2編に於て一部引用される。

第2編は高周波用伝送線路に関する研究である。

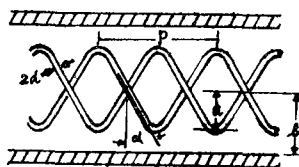
これは螺線回路が、電磁界の集中が良好であることに着目して、これを一種の表面波伝送線路として利用した場合の研究である。現在までの代表的な表面波伝送線路である G-Line は実用上、電磁界のひろがりが大であることが欠点とされている。第2編の研究は、線路を螺線型にすると非常に集中度の優れた表面波伝送線路になることを理論的並びに実験的に研究したものである。

表面波線路は大地上に架設して使用する場合が多いので、大地の存在をも考慮に入れる必要がある。それ故理論的な研究としては、螺線型伝送線路が、平面大地の上に存在する場合を、Maxwell の方程式の境界値問題として合理的な近似の下に解き、電磁ポテンシャル、電磁界強度を求めた。またこの結果を用いて、電磁界の理論から回路理論への橋渡しを行い、表面波伝送線路の伝送特性についても、従来の分布定数回路の理論が適用されるように伝送諸定数を定義し、又更に実験的検討が必要なので、仙台市川内に試作した螺線型表面波伝送線路を架設して、伝送損失、電磁界分布を測定した。同じ装置で、従来の G-Line についても実測しホーンのまわりの電磁界分布なども測定された。又指数曲線型ホーン的设计法が示されている。

第1編第1章は緒言であり内容の説明である。第2章は第1図 (a) (b) に示すような遮蔽型 Wire helix について解析を行ったものである。



第1図 (a)



第2図 (b)

ここで a = 螺線の平均半径 b = 遮蔽円筒の内側半径 $a'' = a + r$ $a' = a - r$ r = Wire の半径 p = 螺線の pitch α = 螺線角 ($\tan \alpha = \frac{p}{2\pi a}$)

と表示することになると、この遮蔽型 Wire helix の特性方程式 (h_0 の決定方程式) 並びに

特性インピーダンスは次のように表される。(損失を無視する)

(1) 遮蔽型一重巻 Wire helix

特性方程式

$$\frac{h_0^2 - k^2}{k^2 \cot^2 \alpha} = \frac{I_1(r_0 a') K_1(r_0 a) - \frac{K_1(r_0 b)}{I_1(r_0 b)} I_1(r_0 a') I_1(r_0 a) - \delta}{I_0(r_0 a') K_0(r_0 a) - \frac{K_0(r_0 b)}{I_1(r_0 b)} I_0(r_0 a') I_0(r_0 a) - \delta} \quad (1)$$

特性インピーダンス

$$Z_0 = 60 \frac{h_0}{k} [I_0(r_0 a) K_0(r_0 a'') - \frac{K_0(r_0 b)}{I_0(r_0 b)} I_0(r_0 a) I_0(r_0 a'') - \delta'] \quad (2)$$

$$\text{但し } \delta' = \frac{p}{4\pi r} \log \frac{1 - e^{-2\pi r/p}}{1 - e^{4\pi(h-a)/p}}$$

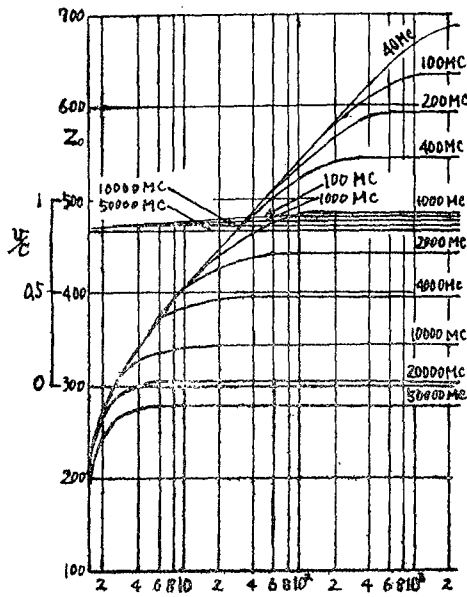
$$k = \frac{\omega}{C} \quad C = \text{光速 } (=3 \times 10^8 \text{ m/s})$$

$$\omega = 2\pi f \quad f = \text{周波数 } (c/t)$$

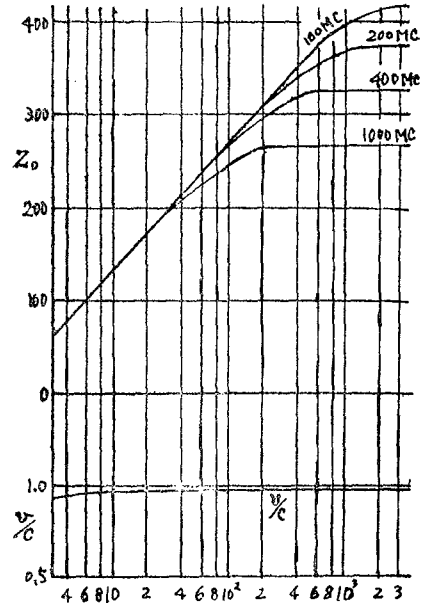
$$r_0 = \sqrt{h_0^2 - k^2}$$

I_0 及び K_0 は、それぞれ第 0 次の第 1 種及び第 2 種の Modified Bessel function

これらの式を用いて実際の遮蔽型一重巻 Wire helix について特性インピーダンス Z_0 、並びに位相速度を計算した例を第 2 図に示す。



第 2 図



第 3 図

(2) 遮蔽型多重巻 Wire helix

特性方程式

$$\frac{h_0^2 - k^2}{k^2 \cot^2 \alpha} = \frac{K_1(r_0 a) I_1(r_0 a') - \frac{K_1(r_0 b)}{I_1(r_0 b)} I_1(r_0 a) I_0(r_0 a') - \delta}{K_0(r_0 a) I_0(r_0 b') - \frac{K_0(r_0 b)}{I_0(r_0 b)} I_0(r_0 a) I_0(r_0 a') - \delta} \quad (3)$$

特性インピーダンス

$$Z_0 = 60 \frac{h_0}{k} [I_0(r_0 a) K_0(r_0 a'') - \frac{K_0(r_0 b)}{I_0(r_0 b)} I_0(r_0 a) I_0(r_0 a'') - \delta'] \quad (Q) \quad (4)$$

但し

$$\delta' = \frac{p}{4\pi a} \frac{1}{m} \sum_{l=1}^m \log \frac{1 - 2\cos \frac{2\pi(l-1)}{m} \varepsilon^{-2\pi r/p} + \varepsilon^{-4\pi r/p}}{1 - 2\cos \frac{2\pi(l-1)}{m} \varepsilon^{-4\pi(b-a)/p} + \varepsilon^{-8\pi(b-a)/p}}$$

これらの式を用いて実際の遮蔽型多重巻 Wire helix について特性インピーダンス Z_0 並びに位相速度を計算した例を第3図に示す。

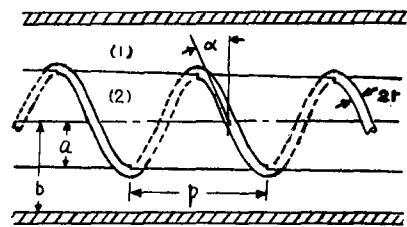
第3章 Capacitance

第2図及び第3図から結論されることは、特性インピーダンス並びに位相速度は一般に周波数と構造の函数であるが、周波数が比較的低くなる（換言すれば構造に対して波長が大となる）につれて、これらは次第に構造のみの函数であたえられるようになる。このような場合には螺線回路のインダクタンス・キャパシタンスも、構造のみによつて定められると考えられる。このような条件の下では螺線回路のインダクタンス及びキャパシタンスも構造のみによつて定められると考えられる。

第3章及び第4章ではそのような条件のもとに於ける応用のために、遮蔽型 Wire helix の内部或は外部或は内外全部が、誘電体材料で満たされている場合を、Static field の問題として解析したものである。

先じ円筒座標を用いて問題の helix を第4図のように表すことにする。

このような約束の下に Laplace の方程式を解き、螺線が Q なる charge を有する場合にその螺線の電位 V を求め Capacitance C を $Q=CV$ なる関係から $C=\frac{Q}{V}$ なる定義によつて定めた。その結果は軸方向の長さに対して Capacitance を C_z (ファラド/メートル) で表すと



第4図

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi \varepsilon_2} \left\{ \log \frac{b}{a} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\left[I - \frac{I_m(ua) K_m(ub)}{I_m(ub) K_m(ua)} \right] I_m(ua) K_m(ua)}{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) \left[1 - \frac{I'_m(ua) K'_m(ub)}{I_m(ub) K'_m(ua)} \right] (ua)} \right. \\ \left. \cos \left(\frac{ur}{\cos \alpha} \right) \right\} \quad (5)$$

但し $u = \frac{2\pi m}{p}$

$I_m K_m$ は Modified Besel function

第 4 章 Inductance

第 3 章と同様な座標系並びに記号を用いて Inductance を解析した。これは螺線を流れる電流 I に起因する磁束を求め、電流 I と鉛交する全磁束 Φ を計算して、Inductance L を $\Phi = LI$ なる関係から $L = \frac{\Phi}{I}$ なる定義によつて定めたものである、その結果は、軸方向の長さに対して、Inductance を L_z (ヘンリー/メートル) で表すと次式のようなになる。

$$L_z = 2\pi\mu_0 \left(\frac{a}{p}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{p^2}\right) + \tan^2\alpha \cdot \log e \frac{b}{a} - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left[1 - \frac{I'_m(ua)K'_m(ub)}{I'_m(ub)K'_m(ua)} \right] \right. \\ \left. \times I'_m(ua)K'_m(ua) \cos\left(\frac{ur}{\cos\alpha}\right) \right\} \quad (6)$$

第 5 章 実 用 公 式

1. Capacitance

螺線の内部及び外部の誘電率が等しい場合 ($\epsilon_1 = \epsilon_2$) には (5) 式から

$$\frac{C_z}{1} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \left\{ \log e \frac{b}{a} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left[1 - \frac{I_m(ua)K_m(ub)}{I_m(ub)K_m(ua)} I_m(ua)K_m(ua) \cos\left(\frac{ur}{\cos\alpha}\right) \right] \right\} \quad (7)$$

今 ($a/p > 1$ $b/a > 1.25$) なる条件を満足するような螺線を小ピッチ螺線と定義すると、(5) 式は次のようになる。

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \left\{ \log e \frac{b}{a} - \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sin\alpha \cdot \log e \left[2 \sin\left(\frac{\pi r}{p \cos\alpha}\right) \right] \right\} \quad (8)$$

$\epsilon_1 = \epsilon_2$ $p = 2r$ $r \rightarrow 0$ なる時には螺線は外見上半径 a なる円筒になる。この場合には $\alpha \rightarrow 0$ となるので

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \log e \frac{b}{a} \quad (9)$$

これは無限長同軸間の容量として一般に知られている式に外ならない。
大ピッチ螺線を ($a/p < 1$ $b/a < 1.25$) によつて定義すると

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \left\{ \log e \frac{b}{a} + \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\left[1 - \left(\frac{a}{b}\right)^{2m} \right] \cos\left(\frac{mr}{a}\right)}{m \left[1 - \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}\right) \left(\frac{a}{b}\right)^{2m} \right]} \right\} \quad (10)$$

更に $\epsilon_1 = \epsilon_2$ の時には

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \left\{ \log e \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \log e \left[\frac{1 - 2\left(\frac{a}{b}\right)^2 \cos\frac{r}{a} + \left(\frac{a}{b}\right)^4}{2\left(1 - \cos\frac{r}{a}\right)} \right] \right\} \quad (11)$$

$r/a \ll 1$ なる場合には

$$\frac{1}{C_z} = \frac{1}{2\pi\epsilon_2} \left\{ \log e \frac{b}{r} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \right\} \quad (12)$$

2. Inductance

小ピッチ螺線に対して

$$L_z = 2\pi\mu_0 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) + \tan^2\alpha \cdot \left[\log e \frac{b}{a} - \frac{1}{\sin\alpha} \log e \left(2 \cdot \sin \left(\frac{\pi r}{b \cos \alpha} \right) \right) \right] \right\} \quad (13)$$

細い線が密巻にされている場合には

$$L_z = \pi\mu_0 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \quad (14)$$

大ピッチ螺線に対しては

$$L_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ \log e \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \log e \left[\frac{1 - 2 \left(\frac{a^2}{b} \cos \frac{r}{a} + \left(\frac{a}{b} \right)^4 \right)}{2 \left(1 - \cos \left(\frac{r}{a} \right) \right)} \right] \right\} \quad (15)$$

$r/a \ll 1$ なる時には

$$L_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ \log e \frac{b}{r} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right\} \quad (16)$$

第6～7章 位相速度及び特性インピーダンスの曲線

ここでは位相速度 $v_z = \frac{1}{\sqrt{L_z C_z}} \quad m/S \quad (17)$

特性インピーダンス $Z_0 = \sqrt{\frac{L_z}{C_z}} \quad \Omega \quad (18)$

なる関係式から位相速度並びに特性インピーダンスを求め、多くの図表が作つてある。

第2編 高周波用伝送線路に関する研究

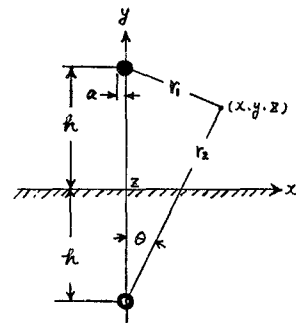
第1章は緒言であり内容の説明である。第2章は螺線型伝送線路の理論的な取扱の基礎を作つたものである。本編で研究される螺線型伝送線路というのは第6図に示すようにポリエチレンの芯材の上に、細い絶縁線を多数、螺線状に巻附たものである。このような伝送線が、第7図のように平面大地の上空 h なる高さのところに架設された場合、螺線を流れる全電流 I (アンペア) に起因する Vector Potential A Scalar Potential ϕ を求めた。

A は直角座標に於てすべての成分 ($A_x A_y A_z$) を有する。今 A_z のみを示すと、空气中に於て

$$A_z = \frac{\mu_1 I}{2\pi} \sin\alpha \cdot \left[\frac{j\pi}{2} \left\{ H_0^{(1)}(\lambda_1 r_1) - H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) \right\} \right. \\ \left. + \frac{2}{k_2^2 - k_1^2} \int_0^\infty \left(\sqrt{u^2 - \lambda_1^2} - \sqrt{u^2 - \lambda_2^2} \right) e^{-(y+h)\sqrt{u^2 - \lambda_1^2}} \cos x u du \right] \quad (19)$$



第6図



第7図

空气中に於ける ϕ は

$$\phi = \frac{r_0 I \sin \alpha}{j \omega \varepsilon_1 \pi} \left[\frac{j \pi}{4} \left\{ H_0^{(1)}(\lambda_1 r_1) - H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) \right\} \right] + \frac{r_0 I k_1^2}{j \omega \varepsilon_1 \pi} \left[\sin \alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\sqrt{u^2 - \lambda_1^2} (y+h)}}{N_2} du + \frac{k_2^2 (k_2^2 - k_1^2)}{r_0} \cos \alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\sqrt{u^2 - \lambda_1^2} (y+h)}}{N_1 N_2} du \right] \quad (20)$$

但し μ_1 =空氣の誘磁率 H_n =Hankel Function $\lambda_n = \sqrt{k_n^2 + r_0^2}$ 添字 $n(=1, 2)$ は媒質を意味し 1=空氣 2=大地を表す。

$$k_n^2 = \omega^2 \varepsilon_n \mu_n - j \omega \sigma_n \mu_n = \omega^2 \varepsilon_n \mu_n (1 - j \tan \sigma_n) \quad r_0 = \alpha_0 + j \beta_0$$

α_0 =減衰定数 β_0 =位相定数

$$N_1 = k_1^2 \sqrt{u^2 - \lambda_1^2} + k_2^2 \sqrt{u^2 - \lambda_2^2} \quad N_2 = k_2^2 \sqrt{u^2 - \lambda_1^2} + k_1^2 \sqrt{u^2 - \lambda_2^2}$$

次に電磁界強度は Maxwell の方程式から $E = -\text{grad } \phi - j \omega A$, $H = \frac{1}{\mu} \text{rot } A$ として求められすべての方向の成分を有するが、 E_z 及び H_z のみを書くこと

$$E_z = \frac{r_0 I}{j \omega \varepsilon_1 \pi} \left[\sin \alpha \cdot \frac{j \pi}{4} \left\{ H_0^{(1)}(\lambda_1 r_1) - H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) \right\} + S_{10} + S_{11} \right] + \frac{I}{j \omega \varepsilon_1 \pi} \left[k_1^2 \sin \alpha \cdot \left(\frac{j \pi}{4} \left\{ H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) - H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) \right\} + S_{12} \right) \right] \quad \dots V/m \quad (22)$$

$$H_z = \frac{I}{2} \cot \alpha \left[\cos \alpha \left(\frac{j \pi}{4} \left\{ \lambda_1 x \left(\frac{1}{r_1} H_0^{(1)}(\lambda_1 r_1) - \frac{1}{r_2} H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) \right) \right\} + (H_1^{(1)}(\lambda_1 r_2) + H_1^{(1)}(\lambda_1 r_1)) \right) + S_{18} + S_{19} \right. \\ \left. + \frac{j \pi}{4} \left\{ (H_1^{(1)}(\lambda_1 r_1) + H_1^{(1)}(\lambda_1 r_2)) - \lambda_1 \left(\frac{h-y}{r_1} H_0^{(1)}(\lambda_1 r_1) + \frac{h+y}{r_2} H_0^{(1)}(\lambda_1 r_2) - S_{20} \right) \right\} \right] \quad \text{AT/m} \quad (23)$$

但し

$$S_{10} = \frac{r_0 k_1^2}{N_2'} \lambda_1 \cos \theta \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{r_2' \lambda_1}} e^{j r_2' \lambda_1}$$

$$S_{11} = k_1^2 k_2^2 (k_2^2 - k_1^2) \cot \alpha \frac{\lambda_1 \cos \theta}{N_1' N_2'} \sqrt{\frac{2\pi}{r_2' \lambda_1}} e^{j r_2' \lambda_1}$$

$$S_{12} = \frac{2}{a} \frac{(n_1' - n_{12})}{k_1'^2 - k_2'^2} \lambda_1 \cos \theta \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{r_2' \lambda_1}} e^{j r_2' \lambda_1}$$

$$S_{18} = \frac{\lambda_1^3 \sin^3 \theta}{N_0'} \cos \theta \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{r_2' \lambda_1}} e^{j \lambda_2 y + j \lambda_1 h}$$

$$S_{19} = \frac{-r_0 \tan \alpha}{a} \sin \alpha \cdot \frac{(n_2' - n_1') \lambda_1^2}{N_2'} \sin \theta \cdot \cos \theta \frac{(1+j)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{r_2' \lambda_1}} e^{j \lambda_2 r_1'}$$

$$S_{20} = \frac{n'_2{}^1}{N'_0} \lambda_1 \cos \theta \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{r'_2 \lambda_i}} e^{j r'_2 \lambda_1}$$

$$N'_0 = n'_1 + n'_2 \quad N'_1 = k_2^1 n'_1 + k_2^2 n'_2 \quad N'_2 = k_2^2 n' k_2^1 n'_2$$

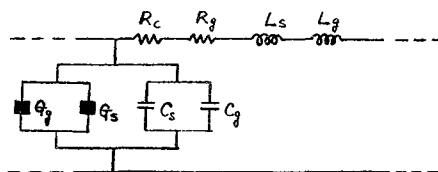
$$n'_1 = (\lambda_1^2 \sin^2 \theta - \lambda_1^2)^{\frac{1}{2}} \quad (n'_2 = \lambda_2^2 \sin^2 \theta - \lambda_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\lambda_i = 1 \operatorname{Im}(\lambda_1) 1$$

第 3 章 分布定数回路理論の拡張

ここでは前章の結果を用いて、分布定数回路理論への橋渡しをしたものである。まず等価回路を説明すると、大地上に架設された螺旋型路は第 8 図のように示される。

第 8 図から解るように、 $R_0 L_0 C_0 G_0$ が、各々一般に二つの項（大地帰路伝送のための項と表面波伝送のための項）の和であたえられ、これらは周波数によつて夫々増大或は減少し、与えられた周波数に於て、どちらが支配的であるかによつて特性が支配される。換言すれば大地帰路伝送線路になつたり、表面波伝送線路になつたりする。第 8 図に於て添字 g を持つもの (R_g, L_g, C_g, G_g) は大地 (Ground) の影きよ



第 8 図

によるものであつて、周波数の上昇とともに消失する。その時には完全な表面波伝送線路として働くわけである。表面波伝送線路として働いている時には $L_s C_s G_s R_c$ のみとなり一般に低損失な伝送が行われる。添字 S は表面波伝送線路 (Surface Waveguide) の S である。 R_c は素線 (銅線) の高周波抵抗であつて伝送形式の如何にかかわらず常に挿入されるが、低周波に於ては R_g に比べて無視出来るほど小さい。反対に高周波になるに従い R_g は小となり遂には銅線の高周波抵抗 R_c のみとなる。これら一次定数は次式であたえられる。

$$Z = R_0 + j\omega L_0 = \frac{(1+j)}{2\pi a \sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\sigma_c}} \frac{1}{\sin^2 \alpha} + \frac{j\omega \mu_0}{2\pi \sin \alpha} \left[K_0(\lambda_{in}) - K_0(\lambda_i r'_2) + 2S'_1 \right] \quad \Omega/m \quad (25)$$

$$Y = G_0 + j\omega C_0 = \frac{j2\pi \omega \epsilon_0}{K_0(\lambda_{in}) - K_0(\lambda_i r'_2) + 2S'_2} \quad \Omega/m \quad (26)$$

$$\text{但し } \lambda_i = k_1 \sqrt{\coth^2 \alpha - 1} \quad (27)$$

$$S'_1 = \frac{\lambda_i}{\lambda_i + j\lambda_2} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{r'_2 \lambda_i}} e^{-r'_2 \lambda_i} \quad (28)$$

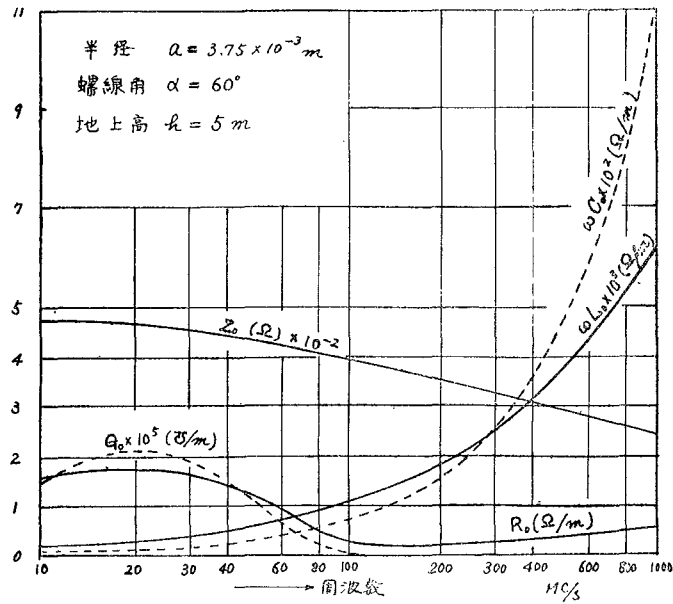
$$S'_2 = \frac{\lambda_i k_1^2 \{r_0 \tan \alpha \cdot N'_1 + k_2^2 (k_2^2 - k_1^2)\}}{2r_0 N'_1 N'_2 \tan \alpha} \sqrt{\frac{2\pi}{r'_2 \lambda_i}} e^{-r'_2 \lambda_i} \quad (29)$$

線路の特性インピーダンス Z_0 伝搬定数 r_0 は

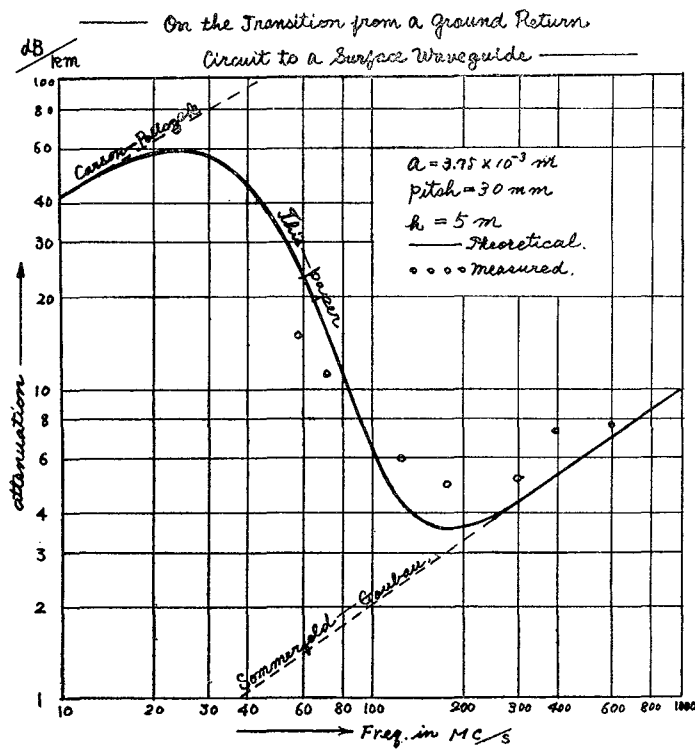
$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= \sqrt{\frac{2}{Y}} = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}} \\ r_0 &= \alpha + j\beta_0 = \sqrt{ZY} = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

第 4 章 伝送諸定数並びに伝送特性

(25) (26) を計算することにより伝送諸定数が第 9 図のように定まるので (30) により減衰定数 α_0 が第 10 図のように求められる。



第 9 図



第 10 図

回路定数の中で周波数によつて最も著しい変化を示すものは直列抵抗 R_0 であり、減衰定数 α_0 の傾向は、この R_0 によつて決められるといふことができる。 R_0 は一般に導線の銅の抵抗 R_c と大地帰路伝送状態のための抵抗 R_g との和 $R_0 = R_c + R_g$ であたえられるが、この例では $f > 250\text{MC}$ では $R_g \ll R_c$ であつて大地帰路伝送の成分は殆んどなくなり表面波伝送線路としての伝送を行うことがわかる。反対に周波数の低い方 $f < 100\text{MC}$ では次第に $R_g \gg R_c$ となつて大地帰路伝送線路として働作することがわかる。減衰定数 α_0 は、その中間の周波数で最小となる。即ち大地帰路伝送から表面波伝送に移行する過程に於て減衰定数の谷が出来る。この谷の位置は線路の地上高並びに素線のピッチによつて移動する。地上高 h が大となれば谷は周波数の低い方へ移動し、 h が小となれば周波数の高い方へ移動する。ピッチについて考えると、ピッチを大とすると周波数の高い方へ谷が移動し、ピッチを小とすると電磁界の集中が良くなるため谷は周波数の低い方へ移動する。このような移行現象は伝送定数 $Z(R_0 + j\omega L_0) Y (= G_0 + j\omega C_0)$ の変化によるものであり、結局 ZY に於ける積分項 S'_1, S'_2 の周波数に対する変化に起因している。即ち大地の影きようを表すこれらの項が、伝搬機構に重大な役割を持つことが解る。

一方、このことを電磁界の分布から考察すると、電磁界のひろがり周波数によつて変ることが原因であつて、高周波では電磁界の集中が良くなり大地の影きようがなくなるので表面波伝送線路として働作し低周波では逆に電磁界のひろがり大となり、大地帰路伝送線路として働作するので、大地による損失が大となるわけである。(第10図には実験値も併記した。○じるし)

第 5 章 従来の諸理論との関係

平面大地上の単一導体の伝送に関しては、Carson-Pollaczek の理論があり、又自由空間に於ける単一導体の伝送に関しては Sommerfeld-Goubau の理論があるので、本編の理論に於て螺旋線角 $\alpha = 90^\circ$ と置いて単一導体の場合を考えると、低周波に於て Carson-Pollaczek の理論に、又高周波に於て Sommerfeld-Goubau の理論に一致することが示される。又螺旋線角 $\alpha = 90^\circ$ とし損失を無視して低周波に於けるメートル当りの外部インダクタンス L 、静電容量 C を求めると次式になる。

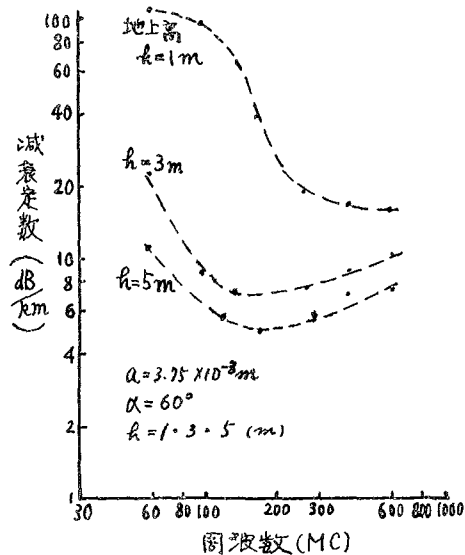
$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{\mu_0}{2\pi} \log e \frac{2h-a}{a} \quad \text{Henry/m} \\ C &= -\frac{2\pi\epsilon_1}{\log e \frac{2h-a}{a}} \quad \text{Farad/m} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

これは良く知られている大地上一本線路の単位長あたりの外部インダクタンス並びに静電容量の公式である。

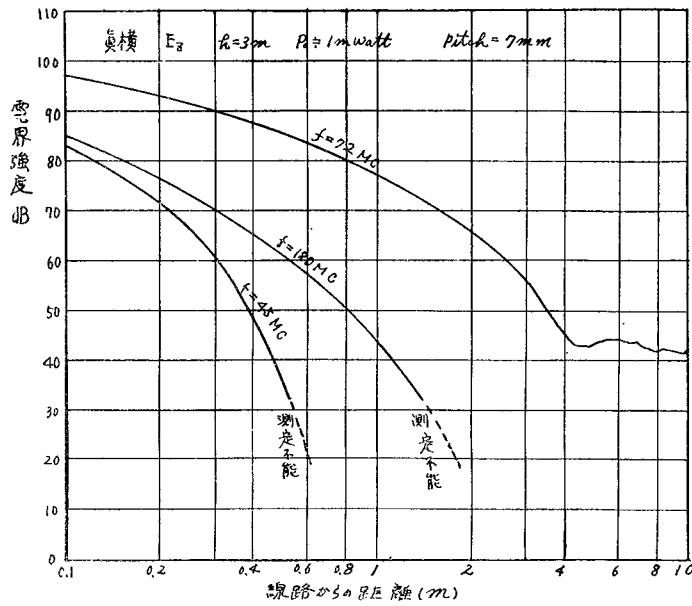
第 6 章 実験的検討

試作した螺旋型線路を運動場に架設し測定区間を 100m にして定在波測定法によつて伝送損失を測定し又電界強度計によつて電界強度を測定した。

その結果を第11図(a)及び第11図(b)に示す。又、ホーンの入力インピーダンス、ホーンの損失、ホーンの外部の電界分布等が示されている。



第 11 図 (a)

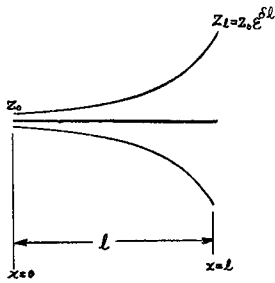


第 11 図 (b)

第 7 章 送受端に於けるホーン的设计法

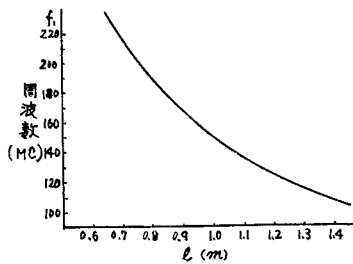
第 12 図に示すようにホーンの各点の特性インピーダンスを

$$Z = Z_0 e^{\delta x} \quad (32)$$

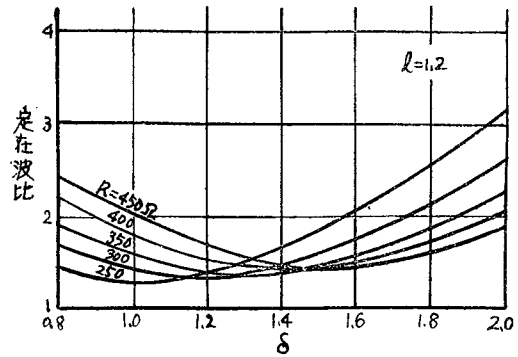


第 12 図

と指数函数的に変化させて、あたえられた線路を用いて、SWR の値を許容値以内にするために採るべき軸長 l 及びひろがり方の度合を示す (32式) δ の値を第 13 図及び第 14 図のように図表化したものであつて、表面波線路の構造と SWR の許容値があたえられればホーンが図表によつて設計出来るようになってい



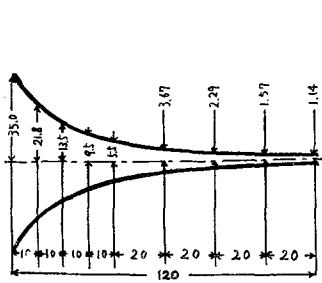
第 13 図



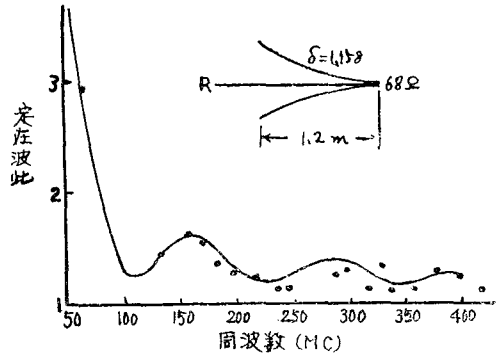
第 14 図

第 8 章 実験的検討 (ホーンについて)

前章の理論によつて設計したホーンの寸法並びに SWR 特性を第 15 図及び第 16 図に示す。



第 15 図

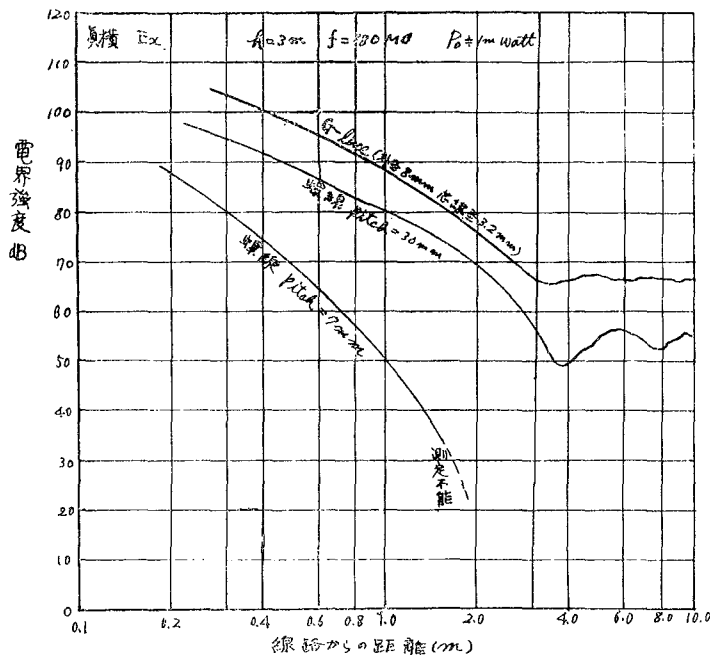


第 16 図

第 9 章 G—線との比較

まず伝送損失については同じ量のポリエチレン及び銅を使つた場合には大きな相違はないと言ふことが出来る。螺旋型路では銅素線に分割することにより銅の実効表面積を大にし又特性インピーダンスも高くとれるので、巻くことによる抵抗増加を補つている。

電狭界の集中は明らかに螺旋型線路の方が非常に良い (第 17 図参照)。これは表面波線路として非常に望ましいことであつて現在問題となつている表面波線路の実用上の障害に対しても一つの対策が得られるものと思われる。



第 17 図

本報告を終るに当り、終始御指導御鞭撻を賜った永井教授、佐藤助教授に厚く御礼申上る次第である。又実験に御協力下さった永井研究室諸氏、実験に際し常に御便宜をあたえて下さった永井淳助教授に深謝する。

尚、第2編第6章に於て行つた研究は試作螺旋型伝送線路は古河電工、市内川内に於ける実験設備は東北通信 KK、電界強度の測定は東北電波監理局の御厚意と御協力によるものであり、関係各位に厚く御礼申上る次第である。

文 献

- (1) J. R. Carson : B. S. T. J. 5. 539 ((1926)
Waue propagation ouerhead wires
with ground returen
- (2) G. Goubau : J, A, P, 21, 1119 (1950)
Surface waues and Theire appli-
cation to Transmission Lines.

審 査 結 果 要 旨

本論文は超高周波用伝送線路として螺線伝送線路を開発し研究を行ったものであつて、第一編第二編とよりなる。第一編は太さが有限である針金で巻かれた螺線々路について合理的な近似の下にマックスウェル方程式を解き伝送回路としての定数を求めたものである。即ち遮蔽形で針金で巻かれた螺線々路について解析を行い回路定数及び電磁界を求め、これらの一部を図表にした。

この結果によれば特性インピーダンス及び位相速度は周波数と構造の関数として与えられる。しかしながら周波数が低くなるにつれて、これらは次第に構造のみの関数として与えられるようになる。この場合には螺線々路のインダクタンス並びにキャパシタンスも構造のみに依つて定められる。この周波数帯の応用のために誘電体の芯材に巻かれ遮蔽された螺線々路の単位あたりの分布キャパシタンス、インダクタンスを求める実用公式を導き、これを使つて特性インピーダンス、位相速度を求めた。

第2編には螺線々路は電磁界の集中が良好であることに着目して、これを表面波線路として利用した場合の研究結果について述べてある。表面波線路は開放形線路であるため大地の存在が問題となるがマックスウェル方程式の境界値問題としてこれを解いた。この結果を用いて等価回路を示し R, L, C, G , 特性インピーダンス Z , 伝播定数などが周波数の関数として示された。この結果は周波数の上昇と共に大地帰路伝送から表面波伝送の形に移行することを明かにしている。実験にはピッチの異なる3種の螺線々路各100mを試作し、これを川内運動場に張り実験したが上記伝送姿態の移行は理論と極めて良く一致した。更に電磁界の拡がりについて実験を行ないピッチ7mmの螺線々路はグーボー線路に比し電磁界の集中が極めて良好であることを確めた。これも理論とよく一致する。

更に線路の伝送損失、ホーンの伝送損失及び電界の分布等について実験を行った。これらの結果を利用し送受端部のホーンの設計理論を確立して螺線使用の際の便に資してある。

以上を要約するに超高周波用伝送線路として螺線々路を提案したものであつて学術上及び技術上通信工学に貢献するところが少なくない。

よつて、本論は工学博士の学位論文として合格と認める。